



ГОСУДАРСТВЕННЫЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ  
ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

ИФВЭ 97-68  
ОНФ

Е.А.Козловский

**ЖЕСТКАЯ МЮОННАЯ КОМПОНЕНТА  
ПРОНИКАЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ  
(ОБЛАСТЬ SAMUS)**

Направлено в ЯФ

Протвино 1997

### Аннотация

Козловский Е.А. Жесткая мюонная компонента проникающего излучения (область SAMUS): Препринт ИФВЭ 97-68. – Протвино, 1997. – 9 с., 3 рис., 1 табл., библиогр.: 24.

С использованием пакетов PYTHIA и FRITIOF получены Монте-Карло оценки дифференциальных сечений мюонов, являющихся жесткой компонентой *проникающего излучения*. Исследовалась кинематическая область, перекрываемая мюонным спектрометром SAMUS эксперимента Д0. Эта область характеризуется  $2.2 < |\eta| < 3.4$  и порогом по энергии наблюдаемых мюонов около 6 ГэВ. Даны оценки доли таких мюонов в экспериментальные дифференциальные сечения, полученные для этой кинематической области.

### Abstract

Kozlovskii E.A. Hard Muon Fraction of Punchthrough (SAMUS Region): IHEP Preprint 97-68. – Protvino, 1997. – p. 9, figs. 3, tables 1, refs.: 24.

The Monte-Carlo differential cross sections for hard muon fraction of punchthrough have been estimated with PYTHIA and FRITIOF. The result was obtained for the kinematical range of  $2.2 < |\eta| < 3.4$  and the energy cut above 6 GeV. This region is covered by the D0-SAMUS muon spectrometer. The fraction of the experimental differential cross section corresponding to these muons are given for the studied kinematic region.

## Введение

Адронные каскады, возникающие при прохождении частиц через вещество, играют двойственную роль в физике высоких энергий. С одной стороны, измерение энерговыделения частиц каскада в активной среде калориметра позволяет восстанавливать кинематические параметры частиц, инициирующих каскад, с другой, — частицы каскадов, выходящие из калориметров и попавшие в трековые системы установки, являются источником дополнительных фонов. Наблюдаемые характеристики этих частиц зависят от многих составляющих, включающих особенности среды, наличие магнитных полей, методов регистрации частиц каскада и т.д. Сложная совокупность перечисленных факторов делает предпочтительными экспериментальные исследования каскадов, проведенные в условиях, близких к реальному эксперименту (см., например, работы [1]-[3]).

Но редко удается провести полномасштабные эксперименты, поэтому в большинстве случаев используются модельные экстраполяции, базирующиеся на результатах, полученных на тестовых сборках. Таким методом удается получить оценки радиационных нагрузок на разные системы детектора, а также сделать оценки фонов от частиц, рожденных в каскадах. Предварительное численное моделирование полезно и на стадии подготовки экспериментов, так как подобные исследования позволяют провести оптимизацию проектируемой установки как в отношении радиационных нагрузок, так и в отношении подобных фоновых процессов (см., например, работы [4]-[6]).

Мюонная система установки Д0 расположена непосредственно за адронными калориметрами, содержащими большое количество вещества [7]. Поэтому важна оценка вклада *Проникающего Излучения (ПИ) — punchthrough* — как источника дополнительного фона в спектрах мюонов, наблюдаемых в эксперименте. В рамках подготовки эксперимента Д0 исследование ПИ было выполнено на пучках  $\pi^-$ -мезонов при четырех значениях энергии из диапазона 25–150 ГэВ [8]. Интегральные физико-технические параметры “пассивного вещества” подбирались в соответствии с параметрами центральной части адронного калориметра реальной установки Д0.

Для центральной мюонной системы проблема ПИ как одного из источников фонов, также изучалась с помощью Монте-Карло (МС) моделирования [9,10]. Про-

веденный анализ позволил отработать основные алгоритмы, ограничивающие вклад ПИ в спектры мюонов, регистрируемых центральной мюонной системой.

Целью данной работы является получение оценок вклада жестких мюонов ПИ в распределения мюонов, рожденных в кинематической области, перекрываемой SAMUS. Подробное техническое описание конструкции SAMUS приведено в работе [11]; оценки радиационных нагрузок получены в [12].

## 1. Общие положения

В данной работе MC оценки мюонных спектров ПИ получены при условии справедливости следующих общих положений. Энергии адронов, инициирующих ливень, энергетические потери мюонов в веществе калориметра и магнита мюонного спектрометра SAMUS определяют основную значимость вклада в наблюдаемые спектры тех мюонов, которые образуются в первом адрон-ядерном взаимодействии каскада. Это предположение вполне согласуется с подобным положением, например, работы [13]. Наши исследования [6], где изучались все компоненты адронного каскада (и по энергиям, и по составу частиц), также могут служить дополнительным аргументом в пользу состоятельности данного предположения, относящегося к жесткой мюонной компоненте адрон-ядерного ливня.

Основным источником мюонов в ливне являются распады на лету каскадных каонов и пионов, рожденных в адрон-ядерном взаимодействии. Такие распады характеризуются как эффективной ядерной длиной вещества установки, так и кинематическими параметрами распадающихся адронов. Следующий существенный источник мюонов — это короткоживущие частицы, имеющие мюонные моды распада; вклад таких процессов определяется вероятностями рождения и распада этих частиц.

При движении в среде калориметра и магните мюонной системы мюоны теряют энергию, поэтому мюоны с энергией меньше некоторой величины не регистрируются установкой. Для мюонов из кинематической области, перекрываемой SAMUS, наиболее вероятное значение средних потерь энергии в калориметре и магните мюонной системы соответствует  $\approx 6$  ГэВ (основной вклад обусловлен потерями на ионизацию атомов среды).

Предлагаемый алгоритм обладает тем преимуществом, что позволяет за счет использования дополнительной информации, относящейся к кинематическим порогам регистрируемых мюонов, упростить расчетную схему, и поэтому увеличить скорость счета, благодаря чему за сравнительно малое счетное время получить достаточную статистику исследуемого процесса. В случае прямого MC моделирования полного адронного ливня, например с помощью GEANT [14] требуются большие вычислительные затраты, так как процессы, ответственные за появление жестких мюонов, имеют малые сечения.

Результатом этой работы также можно считать оценки кинематических порогов, при которых мюоны ПИ имеют сравнительно малую долю в экспериментально наблюдаемом сечении рождения мюонов, регистрируемых SAMUS. Это, в частности, обусловлено тем, что существуют определенные трудности непосредственного

ассоциирования мюона с каскадом, так как на MC-событиях средне-квадратичная ошибка  $Z$ -координаты вершины  $p\bar{p}$ -взаимодействия, восстановленной только по измерениям в SAMUS<sup>1</sup>, составляет 48.5 см для 15 ГэВ мюонов.<sup>2</sup> Это значение является заметной величиной в сравнении с расстоянием от  $Z=0$  до урана калориметров ( $\simeq 1.7$  м) и  $Z$ -величиной эффективного объема, где регистрируется вершина  $p\bar{p}$ -взаимодействия ( $\Delta Z = \pm 1/$  м).

Так называемый комбинаторный фон, природа которого, в частности, обусловлена наличием нескольких близких отсчетов в первой мюонной камере, расположенной непосредственно за калориметром и имеющей основную нагрузку от ПИ, в данной работе не исследуется. Однако уместно заметить, что использованная в группе ИФВЭ методика оценок таких фонов дала вероятность примеси ложных треков на уровне  $\simeq 10^{-3}$  на восстановленный трек. Суть данного метода состоит в том, что на все отсчеты, полученные в SAMUS в реальном сеансе при minibias-триггере, накладываются отсчеты мюонов, сгенеренных с помощью GEANT. Далее такие смешанные события подверглись стандартной процедуре обработки, принятой в ДО. Естественно, что полученная оценка жестко связана с особенностями регистрации и реконструкции мюонов, наблюдаемых в SAMUS. К таким особенностям следует отнести способ формирования отсчета, специфику триггерных условий, а также методы, положенные в основу алгоритма, используемого в программе реконструкции мюонов. Поэтому вполне вероятно, что любое изменение этих условий может привести к изменению данной оценки.

## 2. Механизм образования мюонов

Прецизионная часть передних калориметров ДО имеет регулярную структуру, состоящую из урановых пластин, погруженных в жидкий аргон [7]. Следовательно, рождение мюонов ПИ предполагает реализацию цепочки следующих процессов:

$$p\bar{p} \rightarrow h^{\pm,0} + X \quad n p u \quad \sqrt{s} = 1.8 \text{ ТэВ}, \quad (1)$$

где  $h$  обозначает любой долгоживущий адрон, долетающий до калориметра.

Каскадный процесс с рождением мюонов инициируется адроном  $h$  при его взаимодействии с ураном калориметра благодаря следующим реакциям:

$$h U \rightarrow \pi^{\pm}/K^{\pm} + X, \quad (2)$$

$$\pi, K \rightarrow \mu X, \quad (3)$$

или реакциям с рождением короткоживущих частиц:

$$h U \rightarrow R + X, \quad (4)$$

$$R \rightarrow \mu\mu(\pi^0 \text{ или } \gamma), \quad (5)$$

где  $R = \eta, \eta', \rho, \omega, \phi$ .

<sup>1</sup>Оценка получена в рамках кальмановского алгоритма восстановления треков.

<sup>2</sup>Частное сообщение И.Мандриченко.

В работе [15] показано, что в области SAMUS основная часть неупругого сечения реакции (1) соответствует *mini*jet процессам, поэтому кинематические характеристики адронов  $h$  получены с помощью JET генератора MC пакета PYTHIA 5.7 [16]. Параметр жесткости ( $\hat{q}_{t_{min}}$ ) реакции  $2 \rightarrow 2$  для *mini*jet событий взят равным 2.5 ГэВ, что отвечает наилучшему описанию множественностей заряженных частиц в  $p\bar{p} \rightarrow h^\pm + X$  при  $\sqrt{s} = 1.8$  ТэВ [15]. Для описания структурных функций сталкивающихся адронов использовалась CTEQ-параметризация [17]. Полученное полное сечение  $\sigma_{mini\text{jet}}$  составляет 61.47 мбарн (значение К-фактора отвечает 1).

Вероятность распадов (3) в  $k$ -ячейке калориметра в расчетах удобно представлять как

$$\begin{aligned}
P[k_{cell}] &= \frac{\Gamma}{\Gamma + \Sigma} \{1 - \exp[-L_{cell} \times (\Gamma + \Sigma)]\} \times \sum_{i=0}^{k-1} \exp[-i \times L_{cell} \times (\Gamma + \Sigma)], \\
\Gamma &= \frac{1}{\beta\gamma c\tau}, \\
\Sigma &= \frac{1}{\Lambda_{cell}},
\end{aligned} \tag{6}$$

где  $\beta, \gamma$  — кинематические параметры распадающейся частицы;  $\tau$  — ее время жизни, а  $c$  — скорость света.  $L_{cell}$  и  $\Lambda_{cell}$  соответственно линейный размер и приведенная ядерная длина исследуемой ячейки переднего калориметра Д0 [7,18].

Таблица 1.

Частица	Мода распада	Вероятность распада [19]
$\eta$	$\mu\mu\gamma$	$3.1 \cdot 10^{-4}$
	$\mu\mu$	$5.7 \cdot 10^{-6}$
$\eta'$	$\mu\mu\gamma$	$1.04 \cdot 10^{-4}$
$\rho$	$\mu\mu$	$4.6 \cdot 10^{-5}$
$\omega$	$\mu\mu\pi^0$	$9.6 \cdot 10^{-5}$
	$\mu\mu$	$9.7 \cdot 10^{-5}$ *)
$\phi$	$\mu\mu$	$2.48 \cdot 10^{-4}$

\*) Оценка получена в данной работе.

Лептонные распады других адронов (например, D-мезонов) включены стандартным образом в соответствии с описанием PYTHIA. Отметим, что в исследуемой кинематической области вероятность их рождения и распадов в мюон пренебрежимо мала в сравнении с перечисленными адронами.

Дифференциальное сечение  $\frac{d^3\sigma}{d^3\vec{p}_\mu}$  наблюдаемых мюонов ПИ аналитически может быть представлено в виде

$$\frac{d^3\sigma}{d^3\vec{p}_\mu} = P \times \frac{\sigma_{inel}}{N_{tot}} \int \frac{d^3n^h}{d^3\vec{p}_h} \times \frac{d^3n^{hU}}{d^3\vec{p}_{h'}} [\vec{p}_h] \times D_{h'}^\mu [\vec{p}_{h'}, \vec{p}_\mu] \times d\vec{p}_{h'} d\vec{p}_h, \tag{7}$$

где  $\vec{p}_h, \vec{p}_{h'}$  — импульсы адронов  $h$  и  $h'$ , рожденных соответственно в реакциях (1), (2) или (4);  $N_{tot}$  — полное число неупругих событий. Распределение  $\frac{d^3n_h}{d^3\vec{p}_h}$  отвечает реакции (1) и, как говорилось выше, получено с помощью MC генератора

PYTHIA [16]; тогда как  $\frac{d^3n^{hU}}{d^3\vec{p}_{h'}}$  для процессов (2) и (4) оценивается с помощью FRITIOF [21].  $D_{h'}^\mu[\vec{p}_{h'}, \vec{p}_\mu]$  — функция фрагментации адрона  $h'$  в мюон; в настоящей работе в качестве такой функции используется стандартная подпрограмма LUDECY [16].  $P$  — вероятность возникновения каскада от адрона  $h$ . Далее в расчетах полагалось  $P = 1$ , что вполне естественно, если учесть, что полная толщина урана переднего калориметра составляет более пяти ядерных длин [7].

### 3. Результаты

Пакетом PYTHIA смоделировано в совокупности более  $5 \times 10^5$  minijet событий.

Выходы частиц, рожденных в реакции (1), относятся как 1:0.35:0.04:0.036 соответственно для заряженных пионов, каонов, протонов и нейтронов. Данное соотношение соответствует тем частицам, каскад от которых содержит хотя бы один мюон с энергией  $E_\mu > 6$  ГэВ и  $p_t > 1$  ГэВ. Кинематические характеристики адронов  $h$  реакции (1) являлись входными параметрами программы FRITIOF, с помощью которой моделировались процессы (3-5). Рожденные в ядерных процессах (3) или (5) адроны  $h'$ , имеющие энергию больше 6 ГэВ, подвергались принудительным распадам, матричные элементы которых соответствуют описанию подпрограммы LUDECY. Для мюонов из распадов  $\pi$  и  $K$  вычислялись веса, отвечающие вероятностям (6) для соответствующих значений кинематических параметров распадающихся адронов. Значения весов мюонов от распадов (5) брались в соответствии со значениями парциальных ширин исследуемых мод распадов.

На рис. 1 приведены распределения по поперечному импульсу жестких мюонов ПИ. Распределения получены при разных значениях порогов для энергии мюонов. В пользу выбора именно таких порогов могут быть предложены следующие аргументы. Величина 6 ГэВ обусловлена значением энергетических потерь мюона в среде калориметра и магнитной системы мюонного спектрометра. Эта величина также является наименьшим значением энергии, для которой вычислялись эффективности триггирования и реконструкции мюонов в области SAMUS [22]. Величина 10 ГэВ — это та энергия мюонов, меньше которой эффективность триггирования и реконструкции становится ниже  $\approx 0.6$  и  $\approx 1.5\%$  соответственно, для отрицательных и положительных мюонов, летящих в переднюю полусферу<sup>3</sup> [22], т.е. в среднем около 1%. Наконец, 15 ГэВ — это наиболее вероятное значение энергии мюонов, регистрируемых в первой части сеанса на установке Д0. Как видно из рис. 1, увеличение значения порога приводит к изменению спектра в области малых  $p_t$ , практически не изменяя спектров при  $p_t > 2.5$  ГэВ.

Дифференциальные сечения по  $p_t$  для мюонов от  $\pi/K$  распадов ( $E_\mu > 6$  ГэВ) хорошо описываются следующей зависимостью:

---

<sup>3</sup> Авторы работы [22] полагают, что благодаря симметрии SAMUS можно считать, что полученная таблица значений эффективностей может быть использована и для задней полусферы, если вычисления эффективностей проводить с заменой знака мюона на противоположный.

$$\frac{d\sigma}{dp_t} = \begin{cases} \exp[ (13.97 \pm 0.07) - (4.99 \pm 0.06) \times p_t ] & 1 < p_t < 2 \text{ ГэВ} \\ \exp[ ( 7.53 \pm 0.42) - (2.37 \pm 0.18) \times p_t ] & p_t > 2 \text{ ГэВ}. \end{cases} \quad (8)$$

(Сшивка данных экспонент происходит при  $p_t \approx 2.46$  ГэВ.)

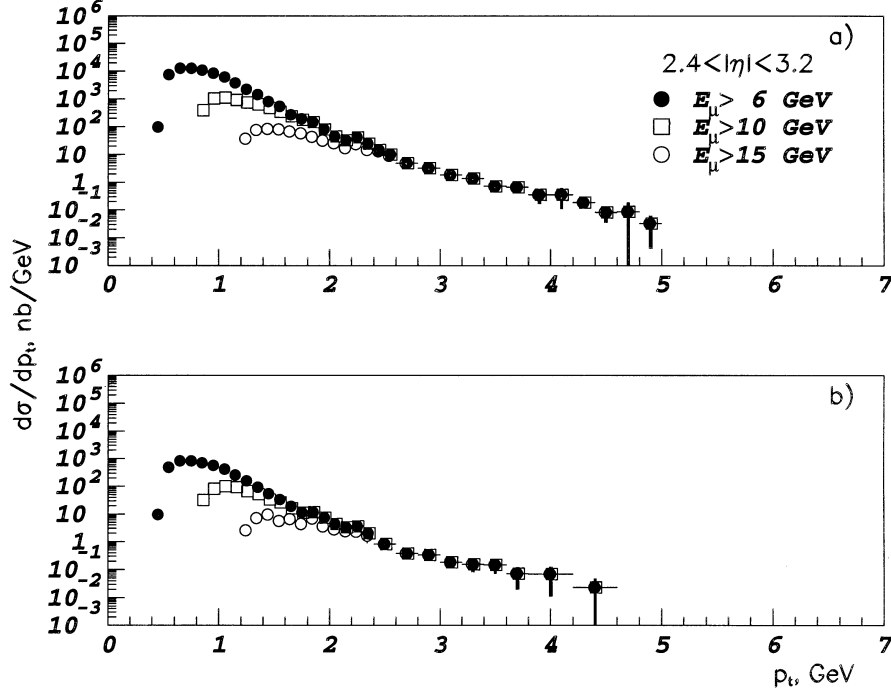


Рис. 1. Инклюзивное дифференциальное сечение каскадных мюонов по  $p_t$ : (а) от  $\pi/K$  распадов (3); (б) от распадов псевдоскалярных и векторных мезонов (5).

Для короткоживущих адронов аналогичная зависимость имеет вид

$$\frac{d\sigma}{dp_t} = \begin{cases} \exp[ (11.28 \pm 0.11) - (4.99 \pm 0.09) \times p_t ] & 1 < p_t < 2 \text{ ГэВ} \\ \exp[ ( 6.70 \pm 1.29) - (2.76 \pm 0.53) \times p_t ] & p_t > 2 \text{ ГэВ} \end{cases} \quad (9)$$

(Сшивка — при  $p_t \approx 2.05$  ГэВ.)

Сравнение (8) и (9) показывает, что лидирующее значение имеют процессы распадов  $\pi/K$ ; отношение вкладов мюонов от короткоживущих адронов и мюонов от распадов  $\pi/K$  составляет примерно 6.8% при  $p_t = 1-2$  ГэВ, тогда как при  $p_t = 2.5$  ГэВ оно равно  $\approx 12\%$  и далее падает до  $\approx 8.6\%$  при  $p_t = 3$  ГэВ.

Статистика, полученная в первой части сеанса на установке Д0, позволила получить предварительные результаты по  $\frac{d\sigma}{dp_t}$  мюонов, регистрируемых с помощью SAMUS (см., например, [23]). С использованием эффективностей, полученных в работе [22], в [24] также были получены оценки экспериментального дифференциального сечения  $\frac{d\sigma}{dp_t}$ . Это сечение в области невысоких импульсов хорошо описывается следующей аналитической зависимостью:

$$\frac{d\sigma}{dp_t} = \exp[ (9.59 \pm 0.24) - (0.97 \pm 0.08) \times p_t ] \quad 2 < p_t < 6 \text{ ГэВ}. \quad (10)$$



(Важно отметить, что в интервале  $1 < p_t < 2$  ГэВ наблюдается заметное отклонение экспериментальных данных от этой зависимости.)

Совместный анализ зависимостей (8)–(10) наглядно провести для следующего отношения:

$$R = \frac{d\sigma^{PI}}{dp_t} / \frac{d\sigma^{exp}}{dp_t}. \quad (11)$$

Это отношение приведено на рис.2. Оно указывает на то, что наиболее значителен вклад ПИ в область малых  $p_t$  (меньше 1.5 ГэВ), тогда как, начиная с  $p_t \approx 2.2$  ГэВ, он составляет уже менее 1%. Одномуонные триггеры на установке Д0 для событий, регистрируемых SAMUS, в течение сеанса имели пороги по  $p_t$ , варьируемые от значений 1 до 3 ГэВ. Традиционно часть спектра с относительно высокими  $p_t$  связывают с физикой рождения тяжело-

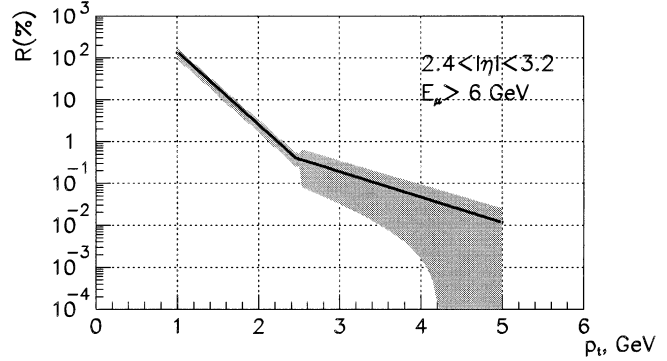


Рис. 2. Доля ПИ в инклюзивном дифференциальном сечении мюонов, наблюдаемом SAMUS и представленном выражением (10).

аромата [23], следовательно, из приведенного анализа можно сделать вывод о том, что значение порога по  $p_t$ , соответствующее  $\approx 3$  ГэВ, позволяет достаточно надежно ограничивать вклад жестких мюонов от ПИ.

Распределения по  $\eta$  приведены на рис. 3; дифференциальные сечения мюонов из распадов долгоживущих и короткоживущих адронов в целом подобны, но для короткоживущих адронов сечение почти на порядок меньше. Рис. 2 демонстрирует изменение спектров по  $\eta$  при повышении порога на энергию мюонов. Видно, что повышение порога приводит в основном к изменению спектра в малых  $\eta$ .

В заключение необходимо отметить, что на части статистики проанализированы кинематические характеристики мюонов, рожденных во втором взаимодействии каскада. Этот анализ показал, что вклады от первого и второго взаимодействий относятся примерно как 6.5:1 в области  $p_t < 2$  ГэВ с порогом  $E_\mu > 6$  ГэВ и почти как 10:1 при  $E_\mu > 10$  ГэВ, т.е. действительно основной вклад в жесткую компоненту ПИ вносят мюоны, рожденные в первом взаимодействии.

Следует также уточнить, что проведенный анализ предполагает использование одномуонного триггера. Поэтому приведенные оценки при использовании их в иных триггерных условиях требуют определенной осторожности.

## Заключение

Полученные МС-оценки позволяют сделать заключение о том, что жесткая мюонная компонента для кинематических порогов  $p_t > 1$  ГэВ и  $E_\mu > 6$  ГэВ имеет

значимый вклад лишь в области около 1 ГэВ по  $p_t$ , тогда как при бóльших значениях  $p_t$  ( $\approx 2.2$  ГэВ) вклад в полные спектры наблюдаемых мюонов составляет менее 1%.

Считаю приятным долгом поблагодарить С.Стриганова за полезные обсуждения проблемы, изучаемой в работе, а также А.Воробьева и С.Денисова за поддержку данных исследований.

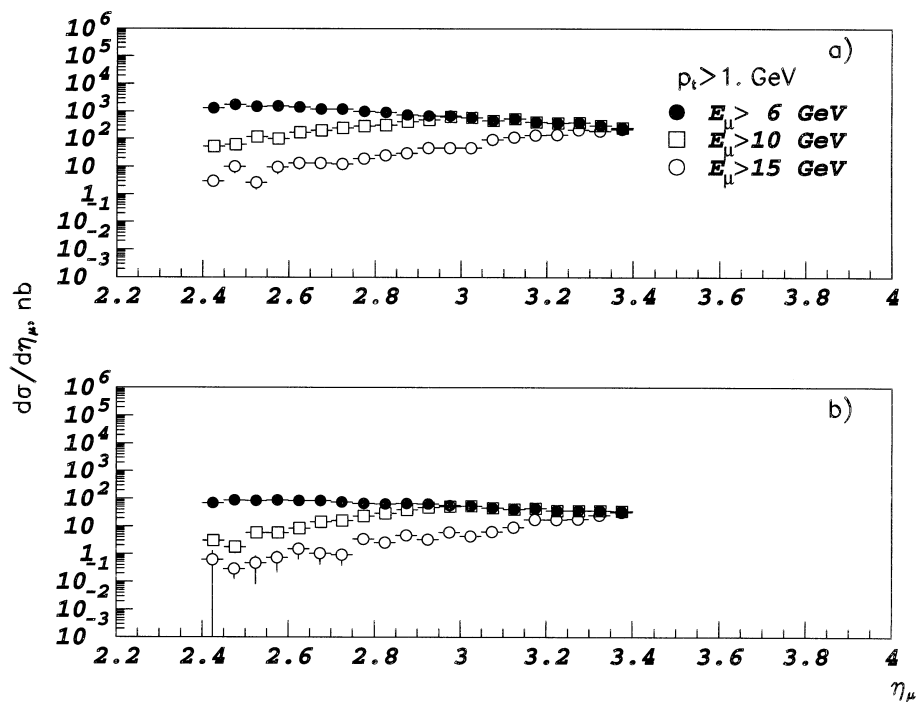


Рис. 3. Инклюзивное дифференциальное сечение каскадных мюонов с  $p_t > 1$  ГэВ по  $\eta$ : (а) от  $\pi/K$  распадов (3); (б) от распадов псевдоскалярных и векторных мезонов (5).

## Список литературы

- [1] Albajar C. *et al.* // Z. Phys. 1969, v. **C69**, p. 415.
- [2] Aalste M. *et al.* // Z. Phys. 1993, v. **C60**, p. 1.
- [3] Sandler P.H. *et al.* // Phys. Rev. 1990, v. **D42**, p. 759.
- [4] Green D., Hedin D. // Nucl. Instr. Meth. 1990, v. **A297**, p. 111.
- [5] Бабинцев В.В. и др. — Препринт ИФВЭ 89-221, Протвино, 1989.
- [6] Ажгирей И.Л., Воробьев А.П., Козловский Е.А., Мохов Н.В. — Препринт ИФВЭ 87-151, Серпухов, 1987.
- [7] DØ Collaboration, Abachi S. *et al.* // Nucl. Instr. Meth. 1994, v. **A338**, p. 185.
- [8] Green D. *et al.* // Nucl. Instr. Meth. 1986, v. **A244**, p. 356.
- [9] Bhatnager V., Singh J.B. D0 Note 1858, 1993.
- [10] Hedin D. D0 Note 1738, 1993.

- [11] Antipov Yu.M. *et al.* // Nucl. Instr. Meth. 1990, v. **A297**, p. 121.
- [12] Mokhov N. D0 Note 721, 1988.
- [13] Lacava L. NOTA INTERNA 968, Università di Roma "La Sapienza", 1990.
- [14] Carminati F. *et al.* "GEANT Users Guide," CERN Program Library, December 1991.
- [15] Kozlovsky E. — Preprint FNAL, FERMILAB-PUB-93/312-E, 1993.
- [16] Sjöstrand T. CERN-TH.7111/93 (1993), CERN-TH.7112/93 (1993).
- [17] Plochow-Besch H. "*PDFLIB: Structure Functions and  $\alpha_s$  Calculations*", User's Manual - Version 4.00, W5051 PDFLIB, 1993, CERN-PPE.
- [18] Abachi S. *et al.* // Nucl. Instr. Meth. 1993, v. **A324**, p. 53.
- [19] Particle Data Group. L. Montanet *et al.* "Review of Particle Properties". // Phys. Rev. 1994, **D50**.
- [20] Borodulin V.I., Rogalyov R.N. and Slabospitsky S.R. — IHEP Preprint 95-90, Protvino, 1995; Ахизер А.И., Рекало М.П. Электродинамика адронов, — Киев: Наукова Думка, 1977.
- [21] Andersson B., Gustafson G., Nilsson-Almqvist B. // Nucl.Phys. 1987. **B281**, p.289; Nilsson-Almqvist B., Stenlund E. // Comput.Phys.Comm. 1987, v. 43, p. 287.
- [22] Denisov D., Eroshin O. and Podstavkov V. D0 Note 1932, 1993.
- [23] Trippe T.G. — Preprint LBL-34294, 1993. Denisov D. Preprint FERMILAB-Conf-93-352, 1994.
- [24] Kozlovsky E. D0 Note 2183, 1993.

*Рукопись поступила 9 октября 1997 г.*

Е.А.Козловский.

Жесткая мюонная компонента проникающего излучения (область SAMUS).

Оригинал-макет подготовлен с помощью системы  $\text{\LaTeX}$ .

Редактор Н.В.Ежела.

Технический редактор Н.В.Орлова.

---

Подписано к печати 11.10.97. Формат  $60 \times 84/8$ .      Офсетная печать.

Печ.л. 1,12.    Уч.-изд.л. 0,86.    Тираж 150.    Заказ 1136.    Индекс 3649.

ЛР №020498 17.04.97.

---

ГНЦ РФ Институт физики высоких энергий  
142284, Протвино Московской обл.

